

Fig. 1. MATTAUCH-HERZOG type mass spectrograph with two-stage electrostatic field. E electrostatic field; H homogeneous magnetic field; S<sub>1</sub> source slit; S<sub>2</sub> energy slit; F.P. focal plane.

The coordinates used and the significance of the quantities  $l_1, l_2, l_3, \varphi_{e1}, \varphi_{e2}$  etc. are illustrated in Fig. 1.  $D_3$  is a constant which characterizes the magnetic field. It has the form  $\mu_{1b} \nu_{2a} - \nu_{1b} \mu_{2a}$  using HINTENBERGER's notation<sup>1</sup>. The upper sign is valid for deflections in the two electrostatic fields in the same sense and the lower sign for opposite deflections. In the former case, the resolving power ( $R$ ) is the same as that of the usual MATTAUCH-HERZOG type instrument:

$$R = r_e/2s,$$

where  $s$  is the width of the source slit. In the latter case, it is

$$R = \frac{r_e}{2s} \left| \frac{D_3}{2\sqrt{2} \sin \sqrt{2} \varphi_{e2} - D_3} \right|.$$

This implies the possibility of increasing the resolving power.

In the usual MATTAUCH-HERZOG type mass spectrograph the ion beams entering the magnetic field cannot be parallel in the second-order approximation, but in our type they can. If the two-stage electrostatic field is followed by a homogeneous magnetic field characterized by  $D_4 = \mu_{1b} \nu_{11c} - \nu_{1b} \mu_{11c} = 0$ , this results in a special MATTAUCH-HERZOG type mass spectrograph in which the second-order angular aberration becomes zero for all points on the first-order focal plane.

In addition to these fine characters, the coefficient for the mixed velocity- and angle-dependent aberration becomes zero at the point on the focal plane which corresponds to the magnetic radius  $r_{m0}$ , and the coefficient for the second-order velocity aberration can be made to vanish at the same point by a particular choice for  $d/r_e$ .

Table 1 gives examples of such mass spectrographs which provide first-order double focusing and  $\alpha^2$  focusing for all masses and  $\alpha\beta$  and  $\beta^2$  focusing for one mass.

The coefficients  $T_{18}$  and  $T_{19}$  of the  $\alpha\beta$  and  $\beta^2$  aberrations respectively, are given by

$$T_{18}/r_m = \bar{T}_{18}(1 - 1/\tau),$$

$$T_{19}/r_m = \bar{T}_{19}(1 - 1/\tau),$$

where  $\tau = r_m/r_{m0}$ .

The numerical values of  $\bar{T}_{18}$  and  $\bar{T}_{19}$  are given in the last two columns of Table 1, showing that the  $\alpha\beta$  and  $\beta^2$  aberrations are also small in a wide range.

<sup>1</sup> H. HINTENBERGER and L. A. KÖNIG, Z. Naturforsch. **12a**, 140 [1957].

$D_3$	$\varphi_m$	$\vartheta'$	$\vartheta''$	$\varphi_{e1}$	$\varphi_{e2}$	$l_1/r_e$	$l_2/r_e$	$l_3/r_e$	$l_4/r_m$	$r_{m0}/r_e$	$d/r_e$	$T_{18}$	$\bar{T}_{19}$
1.0	73° 08'	3° 28'	-53° 26'	112° 49'	33°	0.186	0.0711	0.667	0.247	0.244	0.587	1.429	-2.229
0.9	68° 28'	-2° 44'	-55° 46'	90° 06'	30°	0.403	0.299	0.774	0.227	0.187	0.995	1.915	-3.409
0.8	63° 16'	-9° 37'	-58° 22'	94° 02'	35° 21'	0.650	0.0546	0.593	0.205	0.309	0.232	1.207	-2.167

Table 1. Examples of Mass Spectrographs with corrected  $\alpha^2$  image defect for all masses and corrected  $\beta$ -dependent image defects at one point of the photoplate.

## Die Erzeugung intensiver Molekularstrahlen mit Hilfe von Laval-Düsen und ihre Anwendung auf Streuexperimente

E. HUNDHAUSEN und H. PAULY

Institut für Angewandte Physik der Universität Bonn  
(Z. Naturforsch. **20 a**, 625-627 [1965]; eingegangen am 5. März 1965)

Die maximale Strahldichte, die sich mit Hilfe einer üblichen Molekularstrahlquelle am Ort des Detektors erreichen läßt, ist durch die sog. „Ofenbedingung“ bestimmt. Für einen Strahlweg von der Länge 1 m läßt sich ein „Standard-Strahl“ definieren<sup>1</sup>, dessen Dichte

$$N = 5 \cdot 10^{10} \text{ Moleküle/sec mm}^2$$

im allgemeinen mit keinem Molekularstrahlrofen wesentlich überschritten werden kann<sup>2</sup>.

<sup>1</sup> H. G. BENNEWITZ u. R. WEDEMEYER, Z. Phys. **172**, 1 [1963].

<sup>2</sup> G. BECKER, Z. Angew. Phys. **13**, 59 [1961]; Z. Phys. **162**, 290 [1961].

Die Intensität dieses Standard-Strahles reicht jedoch für viele Untersuchungen auch dann nicht aus, wenn ein Detektor großer Nachweisempfindlichkeit benutzt werden kann. Beispiele hierfür sind Messungen des differentiellen Streuquerschnittes im Bereich großer Winkel für elastische und unelastische Stöße zwischen neutralen Molekülen, wo die zu messende Streuintensität (unter Berücksichtigung von Winkelauflösung, Geschwindigkeits- und Zustandsselektion) um einen Faktor  $10^5$  bis  $10^9$  kleiner sein kann als die Intensität des einfallenden Strahles.

Wesentlich höhere Strahlintensitäten lassen sich unter Verwendung von LAVAL-Düsen erzielen<sup>3-5</sup>. Bisher scheinen nur Untersuchungen an Gasen vorzuliegen, für die sehr aufwendige Apparaturen hoher Saugleistung benötigt werden. Dieser Nachteil wird bei der Verwendung leicht kondensierbarer Dämpfe vermieden.

<sup>3</sup> A. KANTROWITZ u. J. GREY, Rev. Sci. Instrum. **22**, 328 [1951].

<sup>4</sup> E. W. BECKER u. W. HENKES, Z. Phys. **146**, 320 [1956].

<sup>5</sup> J. DECKERS u. J. B. FENN, Rev. Sci. Instrum. **34**, 96 [1963].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

Im folgenden wird eine solche Molekularstrahlquelle beschrieben, mit der Alkalistrahlen hoher Intensität erzeugt wurden. Diese Strahlen wurden zur Messung differentieller Streuquerschnitte bei atomaren Stößen verwendet<sup>6</sup>.

### 1. Experimentelle Anordnung

Abb. 1 zeigt eine schematische Darstellung der Meßanordnung. Der im Ofen (1) erzeugte Strahl kann mit dem Geschwindigkeitsselektor (3) (FIZEAU-Prinzip) analysiert und mit dem LANGMUIR-TAYLOR-Detektor (5) nachgewiesen werden. Die Blende (2) wird mit flüssi-

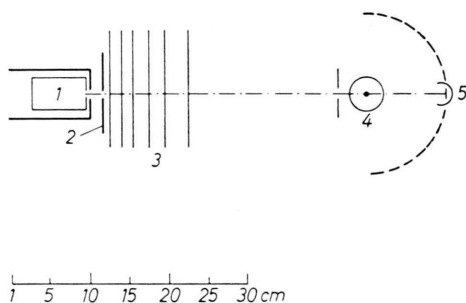


Abb. 1. Schematische Darstellung der Meßanordnung. (Beschreibung siehe Text.)

gem Stickstoff gekühlt und dient zur Kondensation der nicht zum Strahl gehörenden Alkaliatome. Der zweite Molekularstrahllofen (4) dient zur Erzeugung des Streuzentrums für Messungen differentieller Streuquerschnitte. Hierzu kann der Detektor auf dem gestrichelt eingezeichneten Kreis um das Streuzentrum bewegt werden. Für einen Teil der Messungen wurde der Geschwindigkeitsselektor durch ein inhomogenes Magnetfeld (STERN-GERLACH-Feld) ersetzt, um den Molekülanteil im Atomstrahl zu untersuchen.

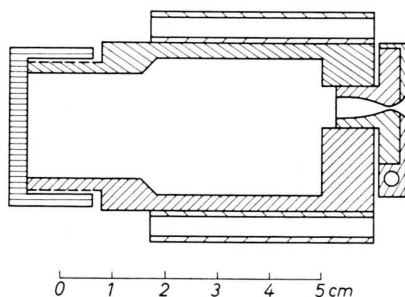


Abb. 2. Der Molekularstrahllofen mit LAVAL-Düse. (Durchmesser der Düse an der engsten Stelle 0,15 mm.)

Abb. 2 zeigt den Ofen mit der LAVAL-Düse. Die Heizwicklungen sind so angebracht, daß die Düsens Temperatur wesentlich höher als die Ofentemperatur eingestellt werden kann. Der Durchmesser der Düse beträgt an der engsten Stelle 0,15 mm.

<sup>6</sup> E. HUNDHAUSEN u. H. PAULY, Z. Naturforschg. **19 a**, 810 [1964].

## 2. Messungen am Strahl

### 2.1. Die Strahlintensität als Funktion des Druckes im Ofen

Abb. 3 zeigt die Strahlintensität als Funktion von  $pT^{-1/2}$ , wobei  $p$  der Druck im Ofeninnern ist. Für KNUDSEN-Strömung durch eine ideale Öffnung müßte sich in diesem Diagramm eine Gerade der Steigung 1 ergeben, was bei kleinen Drucken auch der Fall ist. Bei höheren Drucken weicht die Intensität von diesem

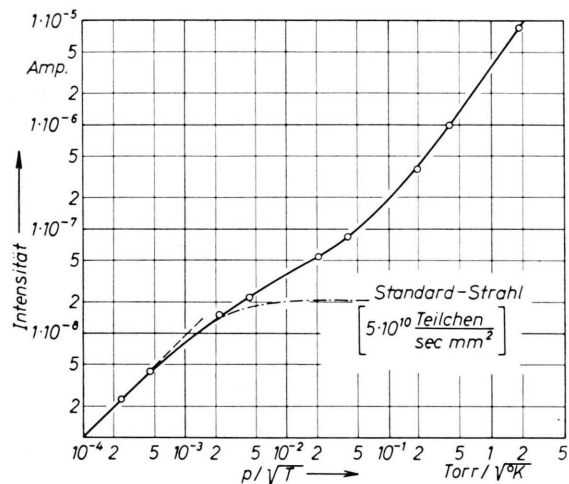


Abb. 3. Die am Detektor (5), (vergleiche Abb. 1), gemessene Strahlintensität als Funktion von  $p/\sqrt{T}$  ( $p$  = Ofendruck,  $T$  = Ofentemperatur).

geradlinigen Verlauf ab, und zwar ähnlich, wie dies auch bei einer idealen Öffnung der Fall ist. Messungen mit einer idealen Öffnung sind in Abb. 3 gestrichelt eingezeichnet. Während jedoch für die ideale Öffnung die Intensität mit wachsendem Druck im Ofen weniger zunimmt, wächst die mit der LAVAL-Düse erreichte Intensität von einer bestimmten Stelle an wieder stärker als dem Druck proportional an. Man kann gegenüber einer normalen Ofenöffnung leicht einen Faktor tausend in der Intensität gewinnen. Bei den höchsten in Abb. 3 eingetragenen Drucken beträgt der Substanzverbrauch 1 g/h (für einen Kalium-Atomstrahl).

### 2.2. Die Geschwindigkeitsverteilung

Abb. 4 zeigt einige gemessene Verteilungsfunktionen für die Geschwindigkeiten in einem LAVAL-Strahl. In der unteren Bildhälfte wird eine dieser Verteilungsfunktionen mit einer für KNUDSEN-Strömung (bei gleicher Ofentemperatur) berechneten Geschwindigkeitsverteilung verglichen. Man erkennt, daß die Halbwertsbreite des LAVAL-Strahles etwa zwei- bis dreimal (je nach Ofendruck) kleiner ist als die der mit KNUDSEN-Strömung erzeugten Molekularstrahlen. Das Maximum ist außerdem zu höheren Geschwindigkeiten hin verschoben.

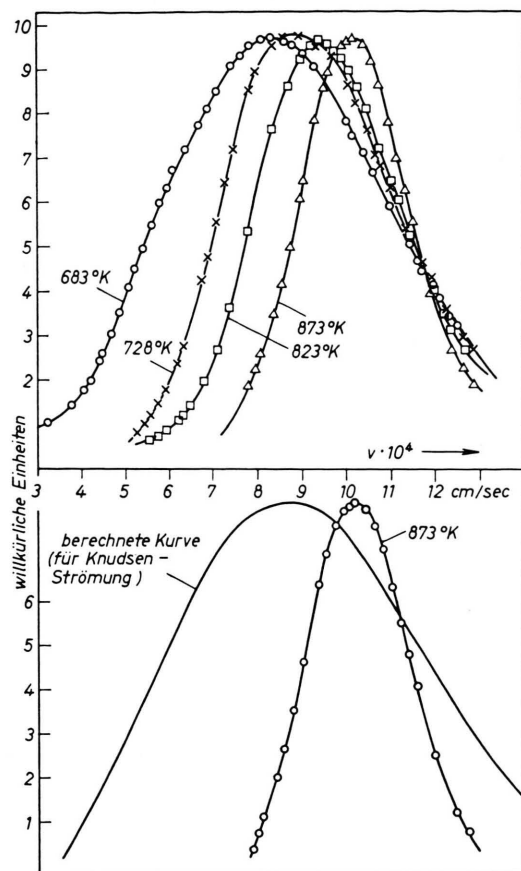


Abb. 4. Gemessene Geschwindigkeitsverteilungen für verschiedene Ofentemperaturen und Vergleich mit einer für Knudsen-Strömung berechneten Verteilung.

Abb. 5 zeigt eine Messung der Geschwindigkeitsverteilung, die durch die Ablenkung des Strahles in einem STERN-GERLACH-Magneten aufgenommen wurde. Aus

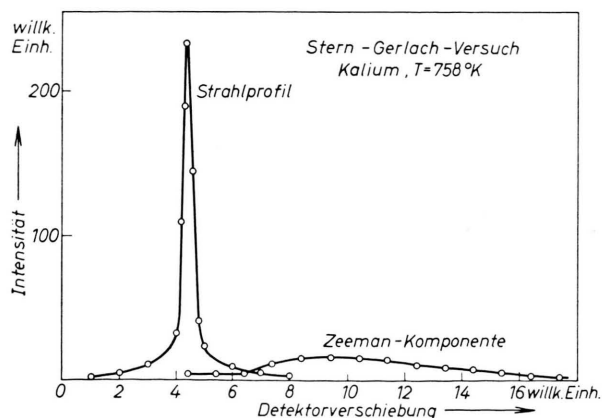


Abb. 5. Meßergebnis eines STERN-GERLACH-Versuches (Kalium,  $T=758^\circ\text{K}$ ) zur Bestimmung des Anteils an Polymeren.

diesen Messungen konnte der Anteil an Alkalimolekülen, die sich im Atomstrahl befinden, untersucht werden. Dabei zeigt es sich, daß dieser Anteil nicht höher ist als im Gleichgewichtszustand bei der jeweiligen Ofentemperatur<sup>7</sup>.

### 3. Anwendung auf Streuexperimente

Abb. 6 zeigt Messungen des differentiellen Streuquerschnittes bei großen Winkeln für die Stoßpartner Na—Hg. Bei diesen Messungen wurde kein Geschwindigkeitsselektor verwendet. Kurve 1 wurde mit einem Strahl mit MAXWELLScher Geschwindigkeitsverteilung aufgenommen, während Kurve 2 mit einem LAVAL-Strahl gemessen ist. Man sieht hierbei schon deutlich wegen der kleineren Geschwindigkeitsinhomogenität die Auflösung des sog. Regenbogens<sup>6</sup>. Neben dem Intensitätsgewinn ist also auch die kleinere Geschwindigkeitsinhomogenität im Strahl für viele Streuversuche ein großer Vorteil.

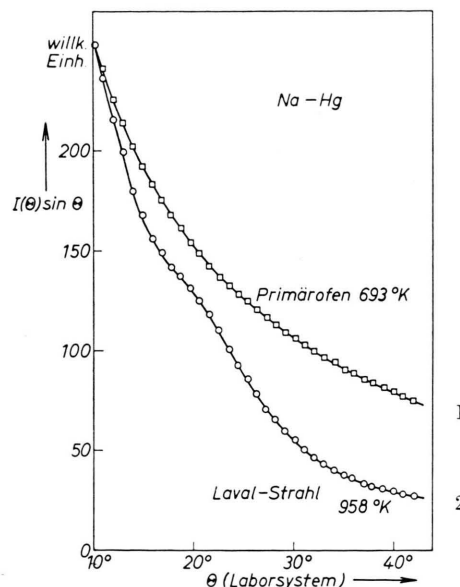


Abb. 6. Differentieller Streuquerschnitt als Funktion des Winkels für die Stoßpartner Na—Hg. Die untere Kurve ist mit einem LAVAL-Strahl, die obere mit einem normalen Atomstrahl (beide ohne Geschwindigkeitsselektor) aufgenommen.

Insbesondere läßt sich durch Verwenden eines LAVAL-Strahles als Sekundärstrahl die Geschwindigkeitsauflösung eines solchen Streuexperimentes wesentlich erhöhen<sup>8</sup>.

<sup>7</sup> P. ROSENBERG, Phys. Rev. **55**, 1267 [1939].

<sup>8</sup> Bei Messungen an gekreuzten Molekularstrahlen kann der Streustrahl (Sekundärstrahl) aus Intensitätsgründen nur schwierig selektiert werden. Das bedingt stets eine Geschwindigkeitsinhomogenität, die auch bei ideal monochromatischem Primärstrahl die Geschwindigkeitsauflösung begrenzt.